

Anejo 2. Cálculo de la estabilidad estructural de diques verticales. Revisión histórica y estado del arte.

El constante intento del hombre por reproducir fenómenos físicos mediante modelos analíticos y elaborar métodos de diseño, llevó a Gaillard, a principios del siglo XX (1904), a tomar una serie de datos de campo empleando equipos tipo dinamómetro en diques situados en los Grandes Lagos.

El objetivo era poder definir diagramas de presiones en zonas de profundidades someras para distintos tipos de oleaje incidente. Esta experiencia sentó las bases de numerosas propuestas que se fueron desarrollando a partir de ellas.

En este anejo se presenta una revisión histórica de los diferentes métodos de cálculo de presiones sobre paramentos verticales desde su origen a principios del siglo XX hasta nuestros días.

Hiroi (1919)

Sobre las mismas bases científicas que Gaillard, Hiroi en 1919 diseña un primer diagrama de presiones de gran utilidad y conservador para grandes láminas de agua, definiendo una ley rectangular uniforme y cuyo valor responde a:

$$P_{\max} = 1,50 \cdot \gamma_w \cdot H \quad (\text{A2} - 1)$$

en la que H representa la altura de ola de diseño, y γ_w el peso específico del agua de mar. Esta distribución de presiones se utilizó con enorme profusión debido a su sencillez, en aquellos casos donde la profundidad por encima de la berma (d) de la cimentación de la estructura, era menor que $2 \cdot H_{1/3}$.

Fórmula de Hiroi (1919)

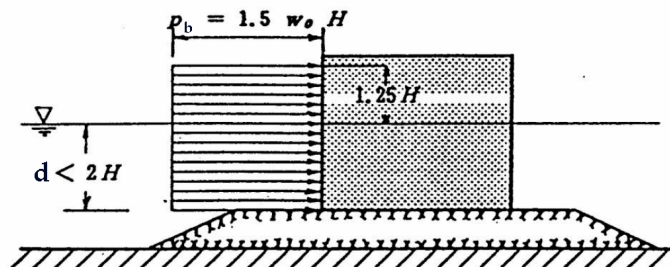


Fig. (A2 – 1). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

Sainflou (1928)

Sainflou en 1928 introdujo una fórmula de presiones para ondas trocoidales estacionarias que se reflejan en una pared vertical. Las presiones corresponden a ondas que no rompen y que inciden normalmente contra el dique.

De acuerdo con esta teoría hidrodinámica, el cálculo de estabilidad del muro admite que la ola no produce un choque contra el paramento vertical, sino que las trayectorias de las partículas al llegar al paramento, se convierten en rectas verticales.

Los valores máximos se dan: para la máxima sobreelevación (empuje de la cresta) y para la máxima depresión (succión del seno).

La formulación adquirió una rápida aceptación por los ingenieros de puertos en todo el mundo.

Fórmula de Sainflou (1928)

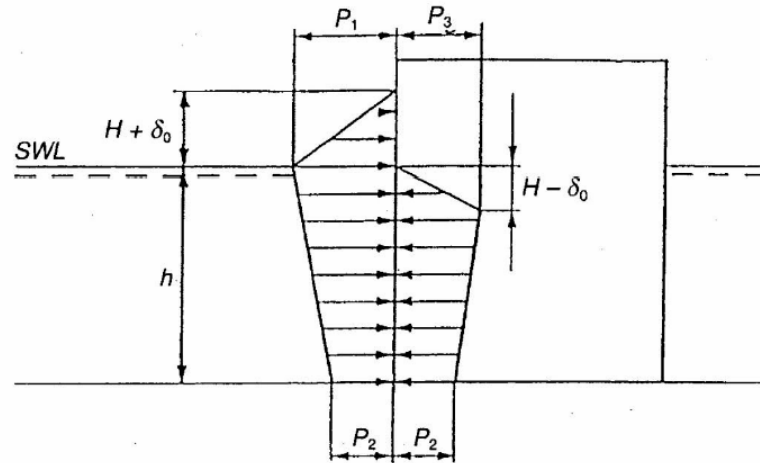


Fig. (A2 – 2). Fuente: “Diseño de Diques Verticales”, Vicente Negro et al.

$$\begin{aligned} \delta_0 &= \frac{\pi H^2}{L} \coth(Kh) & p_1 &= \frac{(p_2 + \rho_w \cdot g \cdot h) \cdot (H + \delta_0)}{(h + H + \delta_0)} \\ p_2 &= \frac{\rho_w \cdot g \cdot H}{\cosh(Kh)} & p_3 &= \rho_w \cdot g \cdot (H - \delta_0) \end{aligned} \quad (A2 - 2)$$

Se supondrá p_2 también como valor de la subpresión.

Hasta los años 80, se utilizó habitualmente un sistema dual de cálculo de presiones, usando la formulación de Hiroi para las olas en rotura (calados reducidos) y la de Sainflou (grandes calados) para situaciones donde el oleaje no rompe.

Sin embargo, el comportamiento de la fórmula de Sainflou, contrastado a partir de diques construidos en Japón, muestra que ésta subestima las presiones bajo condiciones de tormenta energética.

Por ello se recomienda que, si se emplea esta fórmula, se sustituyan las presiones de Sainflou por las de Hiroi en la zona $\pm \frac{H}{2}$ alrededor del SWL de diseño (ver Fig. A2-3). Este sistema fue denominado “Sainflou Modificado”.

Con la introducción del oleaje probabilístico se planteó también qué H usar en la fórmula, sin llegarse a alcanzar un consenso generalizado. Se recomienda emplear la máxima altura de ola (Takahashi, 2000).

Sainflou Modificado

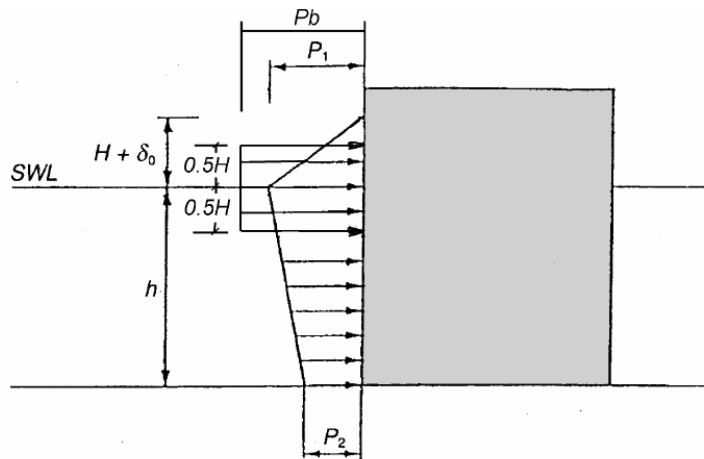


Fig. (A2 - 3). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

Trabajos como los de Lira (entre 1928 y 1933), de Larra (entre 1936 y 1937), y Gourmet en 1937, fueron recogidos por el profesor Iribarren, que publica en 1938 su Método de Cálculo de Diques Verticales, de notable difusión en España, sobre todo para el cálculo de elementos auxiliares tipo espaldón.

De esta época son también los trabajos de Bagnold (1938-1939) en los que se esboza la naturaleza de las presiones de choque con aire confinado y efecto martillo.

Los ensayos de Bagnold y las medidas en el puerto de Dieppe mostraron la existencia de altas presiones asociadas a la rotura del oleaje sobre una pared vertical.

Miche - Rundgren (1958)

Las observaciones experimentales de Rundgren en 1958 le llevaron a concluir que el método de Sainflou sobreestimaba la fuerza del oleaje no-rompiente cuando éste

presentaba un peralte importante. Así que Rundgren modificó la teoría de oleaje de Miche (1944) para usarla con este tipo de oleaje.

Esta teoría es de un orden mayor que la de Sainflou y además considera el coeficiente de reflexión de la estructura (rango válido $0.9 < K_r < 1$), obteniendo así unos resultados más ajustados.

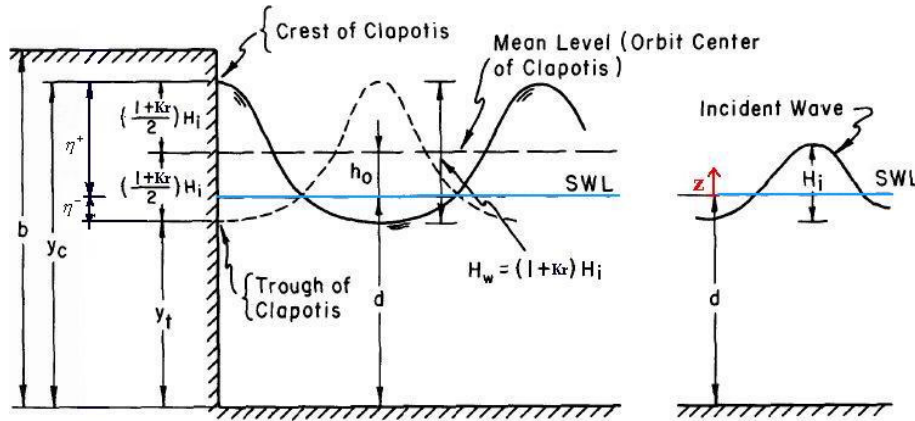


Fig. (A2 - 4). Fuente: Shore Protection Manual.

La altura de ola que habría sobre la estructura si esta no estuviera presente es la altura de ola incidente H_i mientras que la altura que hallamos realmente (H_w) es la suma de H_i más la altura de ola que se refleja H_r . Así definimos el coeficiente de reflexión $K_r = \frac{H_r}{H_i}$. Por tanto:

$$H_w = H_i + H_r = (1 + K_r) \cdot H_i$$

La altura del Clapotis sobre el fondo será:

$$y_c = d + \eta^+ = d + h_0 + \frac{1 + K_r}{2} \cdot H_i$$

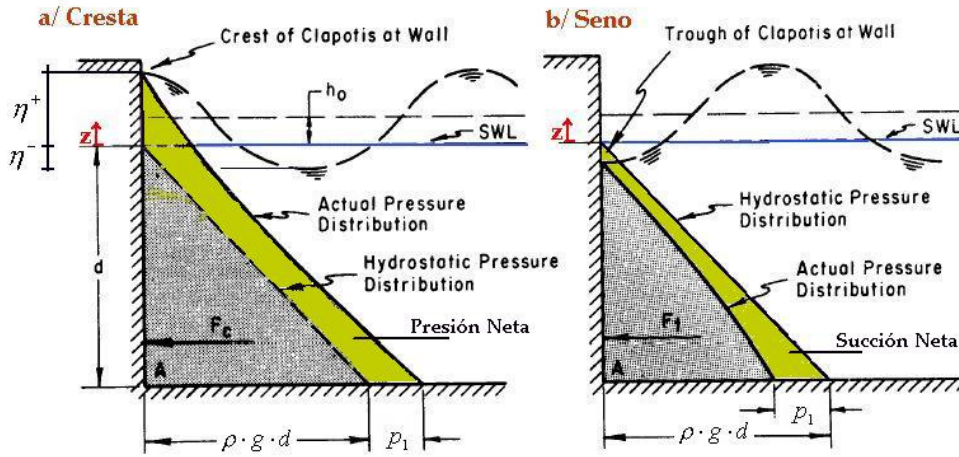
donde según R.Miche:

$h_0 = \frac{(1 + R)^2}{4} \cdot \frac{\pi \cdot H_i}{\lambda \cdot \tanh kd} \cdot \left(1 + \frac{3}{4 \sinh^2 kd} - \frac{1}{4 \cosh^2 kd} \right)$ es la altura del centro de la órbita del Clapotis sobre el nivel medio del mar.

La altura del seno del Clapotis sobre el nivel medio del mar es:

$$y_t = d + \eta^- = d + h_0 - \frac{1 + K_r}{2} \cdot H_i$$

Entonces las presiones que hallamos son:



Distribución de presiones para oleaje no rompiente.

Fig. (A2 – 5): Fuente: Coastal Engineering Manual.

$$\text{y el valor de } p_1 = \left(\frac{1 + K_r}{2} \right) \cdot \frac{\rho \cdot g \cdot H_i}{\cosh k \cdot d} \quad (\text{A2} - 3)$$

Asumiendo una distribución de presiones lineal y, operando análogamente a como lo hizo Sainflou, obtenemos por semejanza de triángulos:

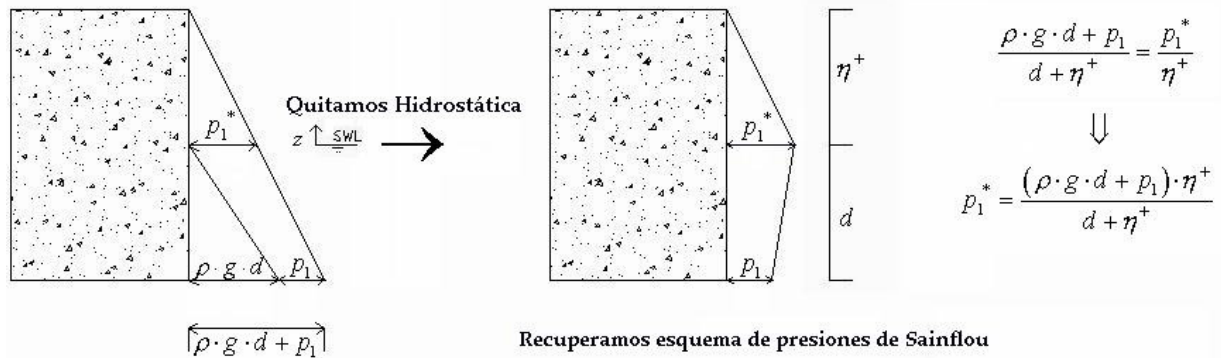


Fig. (A2 – 6)

$$p_{tot}^{cresta}(z) = \rho \cdot g \cdot \left[d + \left(\frac{1 + K_r}{2} \right) \cdot \frac{H_i}{\cosh k \cdot d} \right] \cdot \frac{\eta^+ - z}{\eta^+ + d}$$

$$p_{neta}^{cresta}(z) = \left[\left(\frac{1 + K_r}{2} \right) \cdot \frac{\rho \cdot g \cdot H_i}{\cosh k \cdot d} \right] \cdot \frac{\eta^+ - z}{\eta^+ + d}$$

$$p_{tot}^{seno}(z) = \rho \cdot g \cdot \left[d - \left(\frac{1+Kr}{2} \right) \cdot \frac{H_i}{\cosh k \cdot d} \right] \cdot \frac{\eta^- + z}{\eta^- - d}$$

$$p_{neta}^{seno}(z) = \left[\left(\frac{1+Kr}{2} \right) \cdot \frac{\rho \cdot g \cdot H_i}{\cosh k \cdot d} \right] \cdot \frac{\eta^- - z}{\eta^- + d} \quad (3.8 - 4)$$

Quedando el esquema de empujes final como sigue:

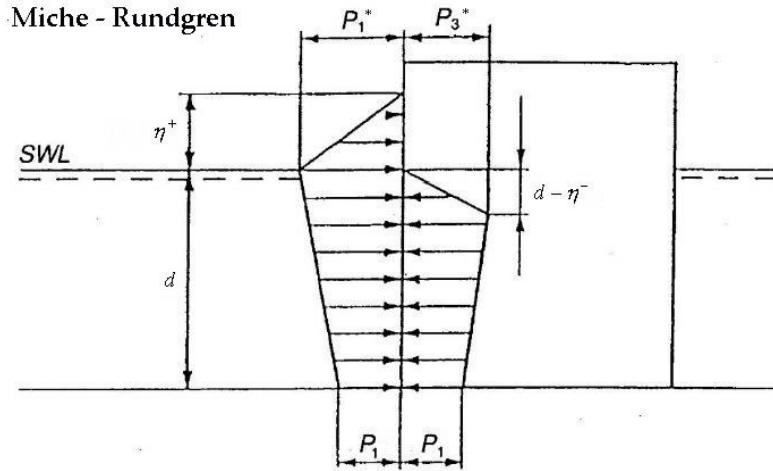


Fig (A2 – 7). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

Asumiendo una distribución lineal de presiones podemos calcular aproximadamente el empuje total y el empuje neto (como presión de exceso sobre la hidrostática, que se presume que no se ha alterado en el otro lado del dique).

Cuando sea necesario incluir los efectos de la presión total incluida la hidrostática (por ejemplo en muelles sin agua al otro lado del dique) entonces, la fuerza y el momento se calcularán o bien integrando las expresiones A2 – 4 anteriores o según:

$$F_{tot} = \frac{\gamma \cdot d^2}{2} + F_{ola}^{not_ábaco} = \frac{w \cdot d^2}{2} + F_{wave} \quad M_{tot} = \frac{\gamma \cdot d^3}{6} + M_{ola}^{not_ábaco} = \frac{w \cdot d^3}{6} + M_{wave} \quad (A2- 5)$$

donde F_{wave} y M_{wave} los tomamos de los ábacos correspondientes que adjuntamos a continuación (ver Figs: A2 – 7,8,9 y 10). Estos ábacos representan los empujes y momentos netos (sin considerar la presión hidrostática) para $K_r = 1$ y $K_r = 0.9$

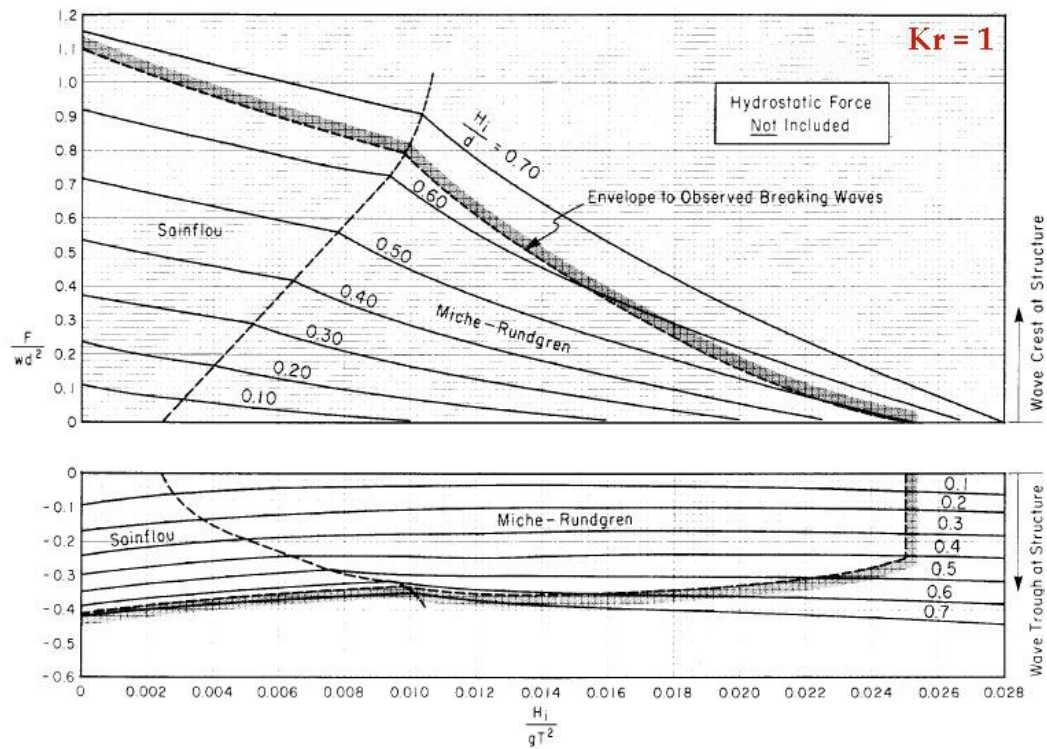


Fig. (A2 – 8). Fuente: Shore Protection Manual.

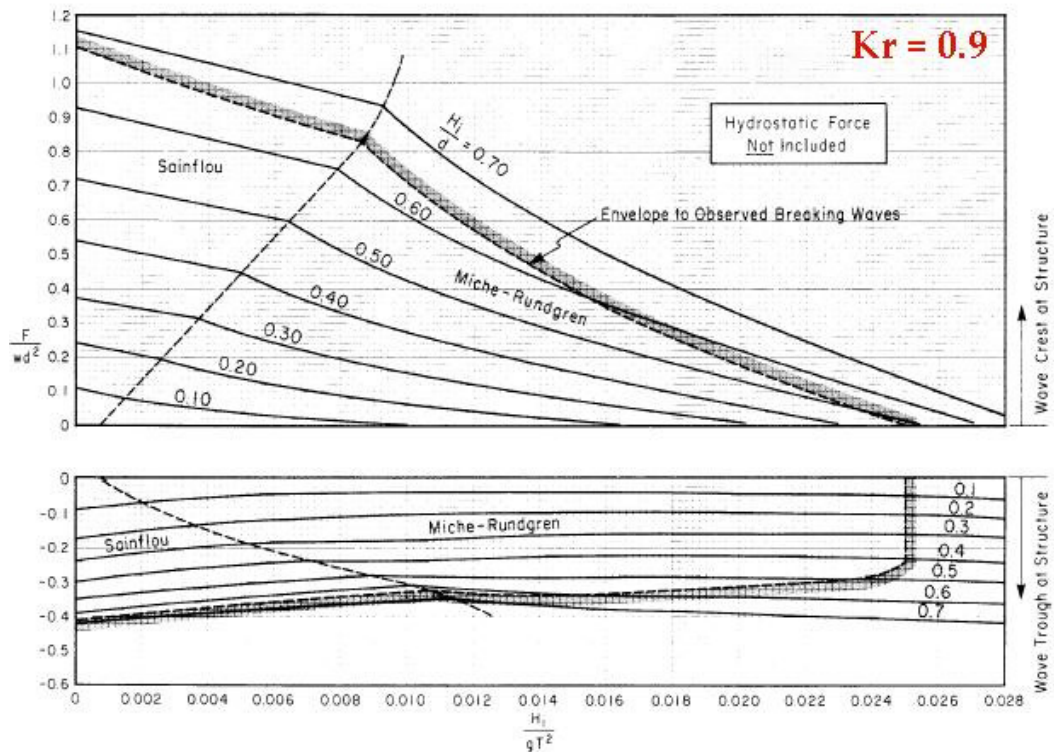


Fig. (A2 – 9). Fuente: Shore Protection Manual.

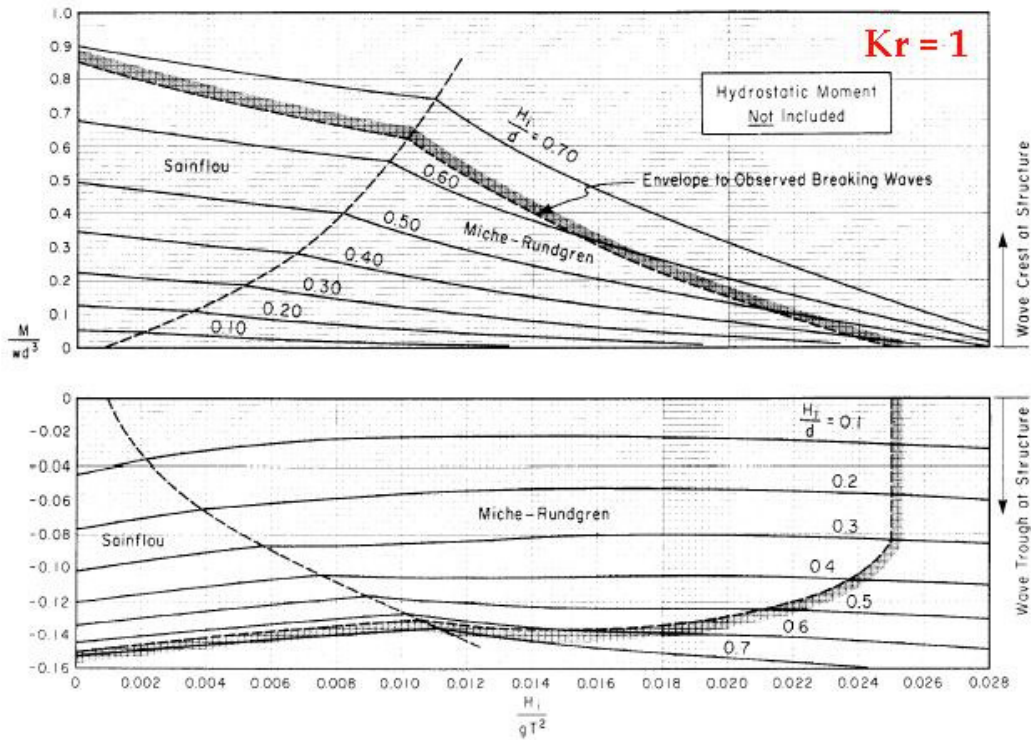


Fig. (A2 - 10) Fuente: Shore Protection Manual.

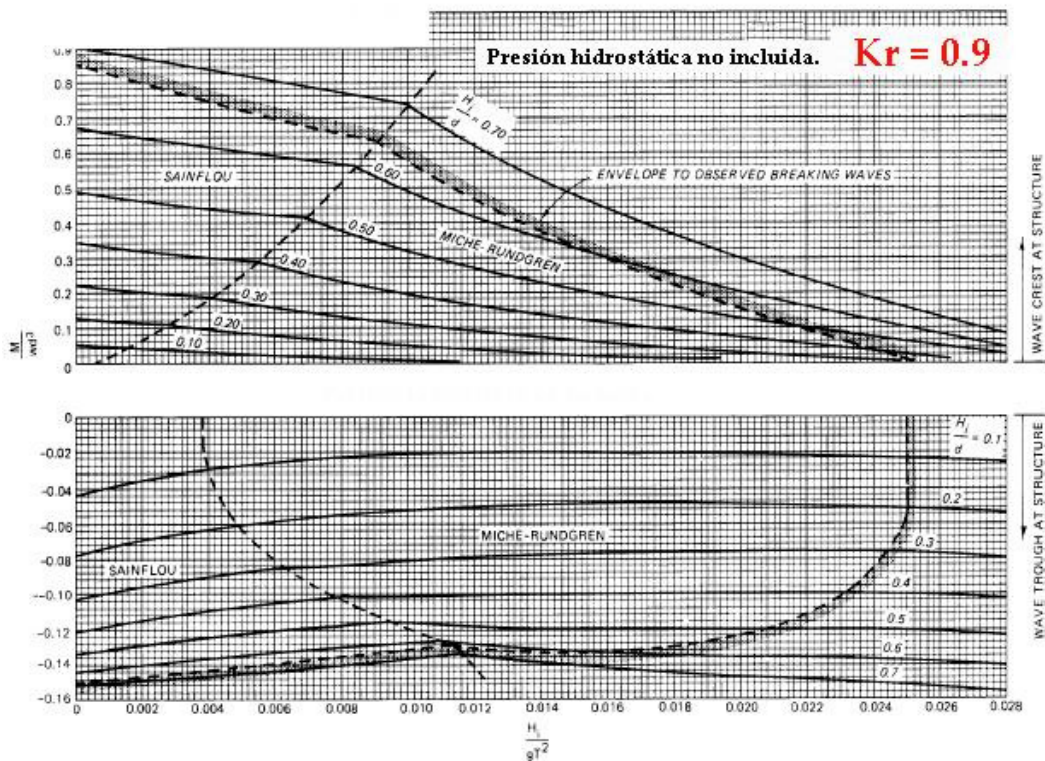


Fig. (A2 - 11). Fuente: Shore Protection Manual.

Minikin (1950).

Un gran avance para el diseño de diques verticales en condiciones de rotura fue la formulación proporcionada por Minikin (1950), que utilizó los resultados de Bagnold y sus propias experiencias para definir la carga de impacto, obteniendo una expresión altamente contrastada y respetada, aunque:

-su valor proporcione fuerzas extremadamente elevadas, de 15 a 18 veces superiores que las dadas para olas no rotas.

-la fórmula predice un aumento de la presión dinámica, $p_{máx}$, con el peralte $(\frac{H}{L})$ de las olas. Sin embargo, los ensayos de largo periodo más recientes han mostrado que las ondas de largo periodo $(\frac{H}{L} \downarrow \text{ a igualdad de } H)$ que producen rotura en plunging bien desarrollada sobre la estructura, suelen ir asociados a grandes presiones dinámicas.

-la fórmula predice el máximo, $p_{máx}$, cuando $d = h$ o cuando no existe una banqueta de cimentación. Sin embargo la experiencia actualmente disponible sugiere que los diques mixtos con un talud de cimentación alto suelen estar más expuestos a sobrepresiones por rotura del oleaje que los diques que tienen un talud de cimentación bajo.

Fórmula de Minikin (1950)

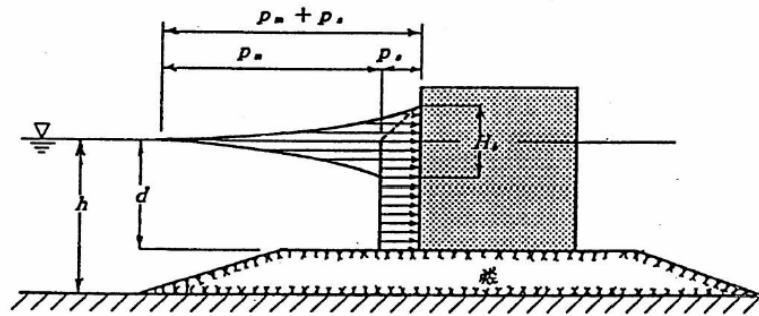


Fig. (A2 – 12). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

$$p_m = p_{\max} \cdot \left(\frac{1 - 2 \cdot |Z|}{H} \right)^2 \quad |Z| \leq \frac{H}{2} \quad p_{\max} = 101 \cdot \rho_w \cdot g \cdot d \cdot \left(\frac{1 + d}{h} \right)^{\frac{H}{L}}$$

$$p_s = \begin{cases} 0.5 \cdot \rho_w \cdot g \cdot H \cdot \left(\frac{1 - 2Z}{H} \right); & 0 \leq Z < \frac{H}{2} \\ 0.5 \cdot \rho_w \cdot g \cdot H; & Z < 0 \end{cases} \quad (\text{A2} - 6)$$

siendo Z la coordenada vertical con origen en el SWL de diseño.

Ito (1971)

Ito (1971) calcula la fuerza a partir del deslizamiento del cajón, utilizando ensayos de laboratorio. Propone una distribución de presiones p rectangular parecida a la de Hiroi pero con los valores siguientes:

Ito (1971)

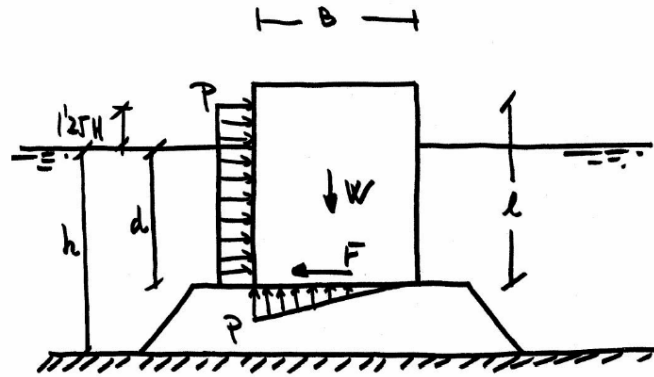


Fig. (A2 – 13). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

$$p = \begin{cases} 0.7 \cdot \rho_w \cdot g \cdot H; & \frac{H}{d} < 1 \\ 0.15 + 0.55 \cdot \frac{H}{d}; & \frac{H}{d} > 1 \end{cases} \quad (\text{A2} - 7)$$

De este modo elimina la discontinuidad existente entre las fórmulas de Hiroi y Sainflou. Según Ito, el dique vertical es estable si al someterlo a la acción de un temporal, se desliza una distancia inferior a un umbral considerado admisible.

Ito supone que el dique está sometido con cada ola a una fuerza P constante durante un tiempo τ que está relacionado con la altura de ola mediante la expresión $\tau = K \cdot H$ donde K varía entre 0.013 y 0.025 $\frac{s^2}{m}$ para $\frac{d}{h}$ comprendidas entre $\frac{2}{3}$ y $\frac{1}{3}$ respectivamente.

La fuerza crítica P_c que inicia el movimiento del cajón, correspondiente a la distribución de presiones constante p_c que genera una altura de ola H_c , puede estimarse a partir de:

$$F.S = 1 = \frac{\mu \cdot (W - 0.5 \cdot p_c \cdot B)}{p_c \cdot l}, \text{ es decir } p_c = \frac{\mu \cdot W}{l + 0.5 \cdot \mu \cdot B}; \text{ con } P_c = p_c \cdot l$$

El desplazamiento ante la acción de una ola de altura $H > H_c$ es:

$$x(H) = \frac{g}{2 \cdot W} \cdot \frac{P \cdot (P - P_c)}{P_c} \cdot KH$$

Y el desplazamiento probable ante la acción de N olas con una distribución p(H) será:

$$S = N \cdot \int_{H_c}^{H_{\max}} x(H) \cdot p(H) \cdot dH \quad (A2 - 8)$$

Nagai (1973)

Nagai clasificó las distribuciones de presiones sobre estructuras verticales en función de las condiciones del oleaje incidente.

Su formulación es válida para incidencia normal, reflexión perfecta ($K_r = 1$) y oleaje incidente no superior a $\frac{H}{d} = 0.5$, por lo que la ley de presiones podrá ser modelada mediante teorías en el rango de validez del régimen de Stokes

Distingue los tres casos siguientes:

1. Profundidades indefinidas $\frac{h}{L} \geq 0.35$

$$p_{\max} = -\gamma \cdot z + \gamma \cdot H_i \cdot \frac{\cosh k \cdot (h + z)}{\cosh k \cdot (h + H_i)} \quad \text{para } 0 > z > -h$$

Por encima de $z = 0$ la ley de presiones se supone hidrostática hasta $z = H_i$.

La resultante de empujes máximos integrada entre $z = -h$ y $z = \eta_{\max}$ es:

$$F_{\max} = \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot (h^2 + H_i^2) + \gamma \cdot H_i \cdot \frac{\tanh(h + H_i)}{k} \quad (A2 - 9)$$

2. Profundidades reducidas $0.135 < \frac{h}{L} < 0.35$

La ley de presiones máximas en este caso coincide con la solución de la teoría lineal para incidencia normal y $K_r = 1$

$$p_{\max} = -\gamma \cdot z + \gamma \cdot H_i \cdot \frac{\cosh k(h + z)}{\cosh k \cdot h} \quad \text{para } 0 > z > -h$$

para $z > 0$ la presión es hidrostática hasta $z = \eta_{\max} = H_i$

El empuje máximo resultante es de:

$$F_{m\acute{a}x} = \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot (h^2 + H^2) + \gamma \cdot H_i \cdot \frac{\tanh(k \cdot h)}{k} \quad (A2 - 10)$$

3. Profundidades muy reducidas $\frac{h}{L} < 0.135$

$$p_{m\acute{a}x} = -\gamma \cdot z + \gamma \cdot H_i \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh k \cdot h} + \frac{0.3H_i \cdot (h+z)}{h} \text{ para } 0 > z > -h$$

para $z > 0$ la presión es hidrostática hasta $z = \eta_{\max} = 1.3H_i$

$$F_{m\acute{a}x} = \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot (h^2 + (1.3H)^2) + 0.15 \cdot \gamma \cdot H_i \cdot h + \gamma \cdot H_i \cdot \frac{\tanh(k \cdot h)}{k} \quad (A2 - 11)$$

También establece Nagai un criterio para las subpresiones, común a los tres casos:

- si la banqueta sobre la que se cimenta el dique se mantiene intacta, la presión dinámica en el lado expuesto del dique será de $1 - 1.5 \frac{T}{m^2}$ decayendo linealmente hasta 0 en el lado protegido del dique.
- si por el contrario los elementos de la banqueta han sido movidos por el oleaje, la presión en el lado expuesto oscilará entre $2 - 3 \frac{T}{m^2}$

Sin embargo, sus fórmulas no convergen en las zonas frontera de aplicación de las distintas expresiones. Además, no están contrastadas con diseños reales y no especifican cuál era la H a introducir en las ecuaciones.

Por todo ello su uso no es frecuente hoy en día.

Goda (1974)

Con la inquietud de obtener una fórmula válida tanto en zona de ondas estacionarias como en zona de ondas en rotura Goda desarrolla en 1974 una nueva metodología. El diagrama propuesto tiene su mayor intensidad de presión P_1 en el nivel de agua en reposo considerado, y es nula a una altura máxima de $1.5 \cdot H_d$ sobre este nivel. En el fondo se considera una presión imaginaria P_2 muy sensible al periodo, siendo P_3 una interpolación lineal entre los valores P_1 y P_2 .

La subpresión dinámica adopta una ley triangular de valor P_u bajo la cara expuesta de la estructura, y de valor nulo en el interior. Este valor está corregido por el

propio Goda con un coeficiente α_3 que permite cotejar la realidad con la experimentación, confirmando su teoría con la práctica constructiva.

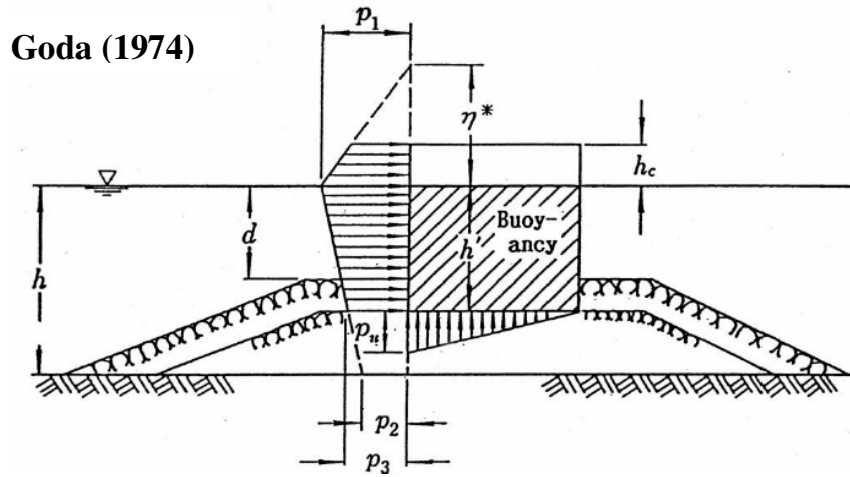


Fig. (A2 – 14). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

Del modelo tradicional de Goda, se obtienen los siguientes parámetros de diseño:

- Sobreelevación (η^*):

$$\eta^* = 0.75 \cdot (1 + \cos \beta) \cdot H_D; \quad H_D = \min \left\{ H_{\frac{1}{250}}, H_b \right\}; \quad H_{\frac{1}{250}} = 1.80 \cdot H_{\frac{1}{3}};$$

$$H_b = 0.17 \cdot L_0 \left\{ 1 - \exp \left[-1.50 \cdot \frac{\pi \cdot h_b}{L_0} \cdot \left(1 + 15 \tan^{\frac{4}{3}} \theta \right) \right] \right\} \quad (\text{A2} - 12)$$

Donde β es el ángulo formado por la dirección de aproximación del oleaje y la línea normal a la alineación del dique ($\eta^* = 1.5 \cdot H_{\text{Diseño}}$ para incidencia normal). Es práctica habitual restar a este ángulo 15° hacia la ortogonal por seguridad debido a la incertidumbre en la estima (generalmente visual) de las direcciones y a la propia dispersión en la dirección del oleaje.

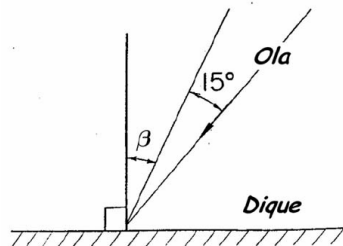


Fig. (A2 – 15). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

- Diagrama de presiones:

$$\begin{aligned}
 p_1 &= 0.50 \cdot [1 + \cos \beta] \cdot [\alpha_1 + \alpha_2 \cos^2 \beta] \cdot \rho_w \cdot g \cdot H_D \\
 p_2 &= \frac{p_1}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot h}{L}\right)} \\
 p_3 &= \alpha_1 \cdot p_1 \\
 p_u &= 0.50 \cdot [1 + \cos \beta] \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_3 \cdot \rho_w \cdot H_D
 \end{aligned} \tag{A2 - 13}$$

- Parámetros ondulatorios:

Los parámetros ondulatorios básicos del oleaje, pueden obtenerse a través de la siguiente formulación:

$$\begin{aligned}
 L_0 &= \frac{g \cdot T^2}{2 \cdot \pi}; & L &= L_0 \tanh\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot h}{L}\right); & L &= \frac{g \cdot T^2}{2 \cdot \pi} \tanh\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot h}{L}\right); \\
 c \cdot T &= L; & T &= (1.1 \div 1.3) \cdot T_m \simeq T_p^1 & (h_b &= h + 5 \cdot H_{\frac{1}{3}} \tan \theta)
 \end{aligned} \tag{A2 - 14}$$

- Valores de los coeficientes:

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= 0.60 + \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\frac{4 \cdot \pi \cdot h}{L}}{\sinh\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot h}{L}\right)} \right]^2; & \alpha_2 &= \min\left\{ \left(\frac{h_b - d}{3 \cdot h_b} \right) \cdot \frac{H_D^2}{d^2}, \frac{2 \cdot d}{H_D} \right\} \\
 \alpha_3 &= 1 - \frac{h'}{h} \cdot \left[1 - \frac{1}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot h}{L}\right)} \right]
 \end{aligned} \tag{A2 - 15}$$

α_1 representa el efecto del periodo de las olas en la presión ejercida por el oleaje. El coeficiente α_1 vale 0.6 (valor mínimo) para olas en aguas profundas y 1.1 (valor máximo) para olas en aguas someras.

α_2 representa el aumento de las presiones por la presencia del talud de cimentación.

Tanto α_1 como α_2 han sido empíricamente formuladas a partir de resultados de laboratorio.


¹ Utilizaremos en general el periodo de pico.

Una vez propagada la altura de ola significativa hasta la estructura, si en esas condiciones se está fuera de la zona de rompientes, entonces la altura de diseño es:

$$H_D = H_{m\acute{a}x} = H_{\frac{1}{250}} = 1.8 \cdot H_{\frac{1}{3}}$$

Si por el contrario, una vez propagada la altura de ola significativa se está en zona de rompientes (si $\frac{h}{L_0} < 0.20$ y la $H_{\frac{1}{3}}$ es $\beta_0 \cdot H_0^* + \beta_1 \cdot h$ ó $\beta_{m\acute{a}x} \cdot H_0^*$), entonces debe calcularse $h_b = h + 5 \cdot H_{\frac{1}{3}} \tan \theta$ y calcular la $H_{m\acute{a}x}$ en esas condiciones de calado. Para ello, se utiliza la formulación propuesta por Goda para obtener la altura de ola $H_{m\acute{a}x}$ propagada, pero evaluada en h_b :

$$H_0^* = K_r \cdot K_d \cdot H_0$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{si } \frac{h}{L_0} > 0.20 & H_{m\acute{a}x} = 1.8 \cdot K_s \cdot H_0^* \\ \text{si } \frac{h}{L_0} < 0.20 & H_{m\acute{a}x} = \min \{ \beta_0^* \cdot H_0^* + \beta_1^* \cdot h_b; \beta_{m\acute{a}x}^* \cdot H_0^*; K_s \cdot H_0^* \} \end{array} \right\} \quad (\text{A2 -18})$$


El coeficiente de shoaling K_s se evalúa teniendo en cuenta los efectos de la amplitud finita de las ondas (Shuto, 1974):

Sea el coeficiente de Shoaling según la teoría lineal K_{si} . Entonces:

$$\left\{ \begin{array}{ll} K_s = K_{si} & \text{si } h_{30} \leq h \\ K_s = (K_{si})_{30} \cdot \left(\frac{h_{30}}{h} \right)^{\frac{2}{7}} & \text{si } h_{50} \leq h \leq h_{30} \\ K_s (\sqrt{K_s} - B) - C = 0 & \text{si } h \leq h_{50} \end{array} \right. \quad (\text{A2 - 19})$$

$(K_{si})_{30}$ y $(K_{si})_{50}$ indican el coeficiente de shoaling según la teoría lineal a una profundidad h_{30} y h_{50} respectivamente. h_{30} y h_{50} son solución de:

$$\left(\frac{h_{30}}{L_0} \right)^2 = \frac{2 \cdot \pi}{30} \cdot \frac{H_0^*}{L_0} (K_{si})_{30} \quad \left(\frac{h_{50}}{L_0} \right)^2 = \frac{2 \cdot \pi}{50} \cdot \frac{H_0^*}{L_0} (K_{si})_{50} \quad (\text{A2 - 20})$$

Las constantes B y C se obtienen a partir de:

$$B = \frac{2 \cdot \sqrt{3}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \frac{H_0^*}{L_0}}} \cdot \frac{h}{L_0} \quad (A2 - 21)$$

$$C = \frac{C_{50}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \frac{H_0^*}{L_0}}} \cdot \left(\frac{L_0}{h} \right)^{\frac{3}{2}} \quad C_{50} = (K_{si})_{50} \cdot \left(\frac{h_{50}}{L_0} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left[\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \frac{H_0^*}{L_0} \cdot (K_{si})_{50}} - 2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{h_{50}}{L_0} \right]$$

- Coeficientes de la altura de ola significativa.

$$\beta_0 = 0.028 \cdot \left(\frac{H_0^*}{L_0} \right)^{-0.38} \cdot \exp[20 \cdot \tan^{1.50} \theta]$$

$$\beta_1 = 0.52 \cdot \exp[4.20 \cdot \tan \theta]$$

$$\beta_{m\acute{a}s} = \max \left\{ 0.92; 0.32 \cdot \left(\frac{H_0^*}{L_0} \right)^{-0.29} \cdot \exp[2.40 \cdot \tan \theta] \right\} \quad (A2 - 22)$$

- Coeficientes de la altura de ola máxima.

$$\beta_0 = 0.052 \cdot \left(\frac{H_0^*}{L_0} \right)^{-0.38} \cdot \exp[20 \cdot \tan^{1.50} \theta]$$

$$\beta_1 = 0.63 \cdot \exp[3.80 \cdot \tan \theta]$$

$$\beta_{m\acute{a}s} = \max \left\{ 1.65; 0.53 \cdot \left(\frac{H_0^*}{L_0} \right)^{-0.29} \cdot \exp[2.40 \cdot \tan \theta] \right\} \quad (A2 - 23)$$

La fuerza total a pie de cajón resulta:

$$P = \frac{1}{2} (p_1 + p_3) \cdot h' + \frac{1}{2} (p_1 + p_4) \cdot h_c^* \quad (A2 - 24)$$

El momento total resultante es:

$$M_p = \frac{1}{6} (2 \cdot p_1 + p_3) \cdot h'^2 + \frac{1}{2} (p_1 + p_4) \cdot h' h_c^* + \frac{1}{6} (p_1 + 2 p_4) \cdot h_c^{*2} \quad (A2 - 25)$$

donde:

$$\begin{cases} p_4 = p_1 \left(1 - \frac{h_c}{\eta^*} \right) & \text{si } \eta^* > h_c \\ p_4 = 0 & \text{si } \eta^* < h_c \\ h_c^* = \min\{\eta^*, h_c\} \end{cases}$$

Fuerza vertical total del oleaje:

$$U = \frac{1}{2} p_u \cdot B \quad (\text{A2} - 26)$$

Momento debido a las subpresiones dinámicas:

$$M_u = \frac{2}{3} \cdot U \cdot B \quad (\text{A2} - 27)$$

Takahashi (1994)

Takahashi et al. (1994) incluyen el coeficiente de presión impulsiva, considerando una situación de rotura impulsiva sobre el dique que las formulaciones de Goda no contemplaban.

A continuación se muestra (Figs. A2 -17, 18) la transición de presiones desde no rotura hasta rotura en plunging así como un esquema de cuándo estas se producen en función de la geometría:

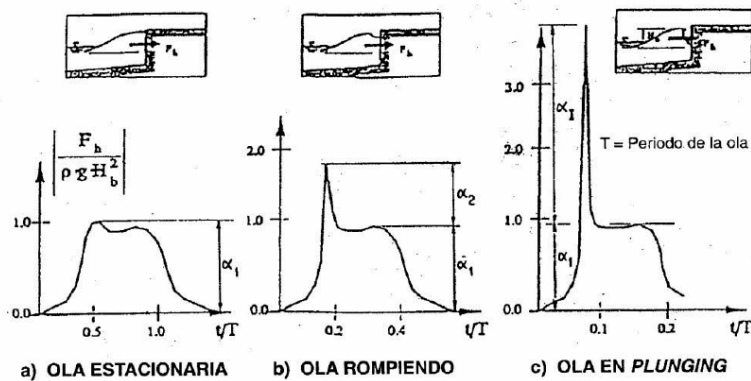


Fig. (A2 – 17). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

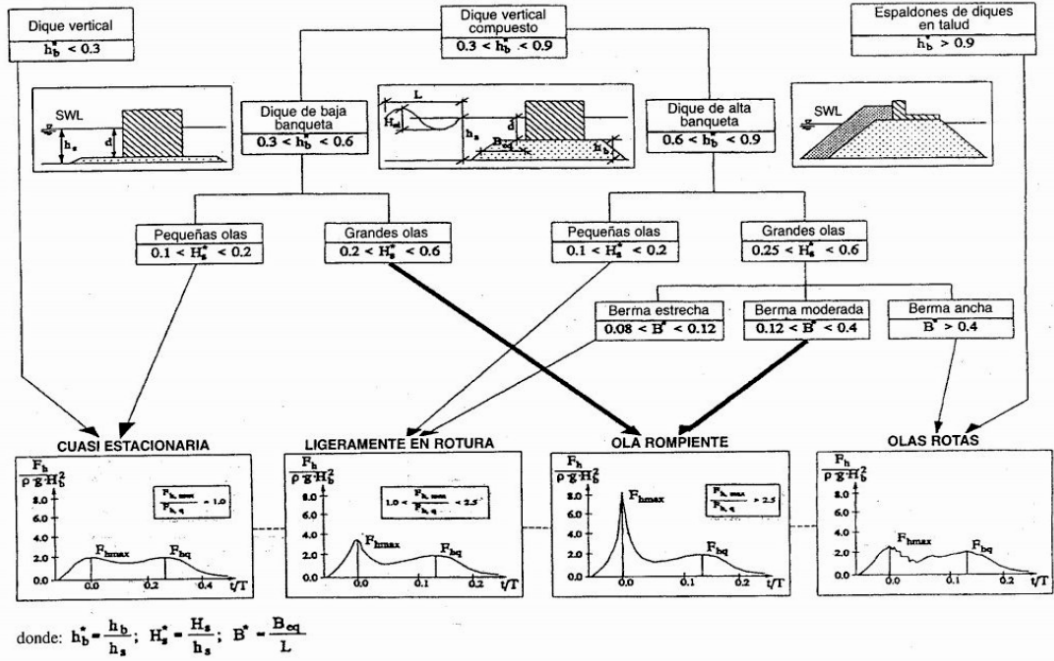


Fig. (A2 – 18). Fuente: Xavier Gironella, apunts.

La distribución de presiones sobre el dique sigue teniendo la misma forma planteada por Goda pero incluye nuevos parámetros en las formulaciones que permiten considerar la presencia de presiones impulsivas (situaciones donde $\frac{d}{h} < 0.70$). De este modo, las ecuaciones quedan como sigue:

$$\eta^* = 0.75 \cdot [1 + \cos \beta] \cdot \lambda_1 \cdot H_D$$

$$p_1 = 0.50 \cdot [1 + \cos \beta] \cdot [\lambda_1 \cdot \alpha_1 + \lambda_2 \cdot \alpha^* \cdot \cos^2 \beta] \cdot \rho_w \cdot g \cdot H_D$$

$$p_3 = \alpha_3 \cdot p_1$$

$$p_4 = \alpha_4 \cdot p_1$$

$$p_u = 0.50 \cdot [1 + \cos \beta] \cdot \lambda_3 \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_3 \cdot \rho_w \cdot g \cdot H_D$$

$$\alpha_1 = 0.6 + 0.5 \cdot \left(\frac{2 \cdot K \cdot h}{\sinh 2 \cdot K \cdot h} \right)^2$$

$$\alpha_2 = \min \left\{ \left(\frac{h_b - d}{3 \cdot h_b} \right) \cdot \left(\frac{H_D}{d} \right)^2; \frac{2 \cdot d}{H_D} \right\}$$

$$\alpha_3 = 1 - \frac{h'}{h} \cdot \left(1 - \frac{1}{\cosh Kh} \right)$$

$$\alpha_4 = 1 - \frac{h_c^*}{\eta^*}$$

$$\alpha^* = \max\{\alpha_2; \alpha_1\} \quad h_c = \min\{\eta^*; h_c\} \quad (A2 - 28)$$

donde de nuevo $h_b = h + 5 \cdot H \cdot \frac{1}{3} \tan \theta$. Los factores λ_1 , λ_2 y λ_3 dependen del tipo de estructura. Para un dique vertical convencional estos factores toman el valor 1.0

Coefficiente de presión impulsiva α_I

Este coeficiente es introducido debido a que el coeficiente α_2 no estima de forma precisa el efecto de la presión dinámica del oleaje ni la presión efectiva en otras condiciones.

El valor de α_I es función de α_{I0} y α_{I1} . El factor α_{I0} representa el efecto de la altura de ola en la banqueta y α_{I1} el efecto de la geometría de la banqueta (función de $\frac{(h-d)}{h}$, $\frac{B_M}{L}$ y $\frac{d}{h}$) que puede obtenerse gráficamente a partir del diagrama (Fig. A2 - 19) o numéricamente a partir de las ecuaciones (A2 - 29).

El caso más desfavorable se centra en la relación $\frac{B_M}{L} = 0.12$, con $\frac{d}{h} = 0.4$ y $\frac{H}{d} > 2.0$.

Las presiones impulsivas decrecen de forma significativa cuando el oleaje incide oblicuamente.

$$\alpha_I = \alpha_{I0} \cdot \alpha_{I1}$$

$$\alpha_{I0} = \begin{cases} \frac{H}{d} & \text{si } H \leq 2d \\ 2.0 & \text{si } H > 2d \end{cases} \quad \alpha_{I1} = \begin{cases} \frac{\cos \delta_2}{\cos \delta_1} & \text{si } \delta_2 \leq 0 \\ \left[\cos \delta_1 \cdot \sqrt{\cos \delta_2} \right] & \text{si } \delta_2 > 0 \end{cases}$$

$$\delta_1 = \begin{cases} 20 \cdot \delta_{11} & \text{si } \delta_{11} \leq 0 \\ 15 \cdot \delta_{11} & \text{si } \delta_{11} > 0 \end{cases} \quad \delta_2 = \begin{cases} 4.9 \cdot \delta_{11} & \text{si } \delta_{22} \leq 0 \\ 3 \cdot \delta_{11} & \text{si } \delta_{22} > 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta_{11} = 0.93 \left(\frac{B_M}{L} - 0.12 \right) + 0.36 \left(\frac{h-d}{h} - 0.6 \right) \\ \delta_{22} = -0.36 \left(\frac{B_M}{L} - 0.12 \right) + 0.93 \left(\frac{h-d}{h} - 0.6 \right) \end{cases} \quad (\text{A2} - 29)$$

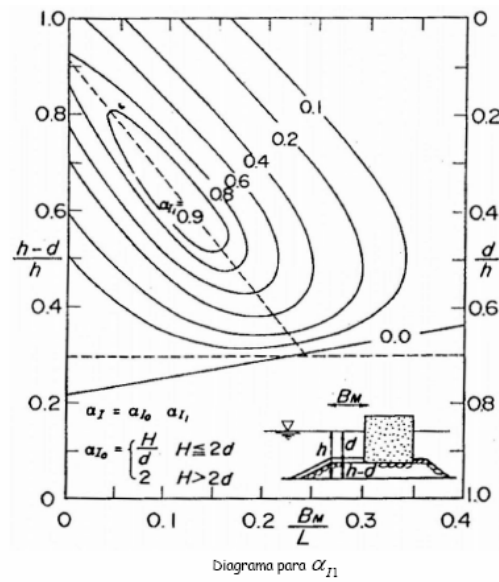


Fig. (A2 – 19). Ábaco de Takahashi para la obtención de α_{I1} . Fuente: “Diseño de Diques Verticales”, Vicente Negro et al.